



TITLE:

一様剪断流における渦構造のダイナミックス(乱流の構造と統計法則)

AUTHOR(S):

田中, 満; 木田, 重雄

CITATION:

田中, 満 ...[et al]. 一様剪断流における渦構造のダイナミックス(乱流の構造と統計法則). 数理解析研究所講究録 1995, 892: 131-142

ISSUE DATE:

1995-01

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/84408>

RIGHT:

一様剪断流における渦構造のダイナミクス

京大・理 田中満 (Mitsuru Tanaka)
京大・数理研 木田重雄 (Shigeo Kida)

1. はじめに

十分に発達した乱流中には、渦管や渦層などの組織構造が存在し、比較的長い間その構造を維持することが知られている。これらの組織構造は、乱流のダイナミクスにおいて主要な役割を果たしていると考えられている。例えば、壁乱流中に現れる縦渦と呼ばれるほぼ流れ方向を向いた渦管は、乱流エネルギーの生成に重要な役割を果たしている。しかし、そのダイナミクスとなるとよく理解されているとは言い難い。

ここでは、データの取り扱いを簡単にして渦構造をより深く理解するため、ゼロでない平均速度勾配をもつ流れのうち、最も単純な平均速度分布をもつ一様剪断乱流を取り扱う。これまでに行なわれた一様剪断流の直接数値計算⁽¹⁻⁵⁾によって、一様剪断流においても壁乱流と似た渦構造が存在することがわかっている。Rogers と Moin⁽²⁾ は、比較的剪断の弱い場合の計算を行ない、ヘアピン状の渦構造が一様剪断流中に現れることを示した。また、壁乱流の対数境界層での値と同程度の強い剪断がある場合には、壁がなくても剪断の効果のみによりストリーク構造が現れることがわかっている。⁽³⁾ さらに、縦渦や渦層の存在も確認されている。^(4,5)

本研究では、一様剪断乱流中の渦構造を特定するとともに、それら渦構造のうち特に縦渦のダイナミクスに対する考察を行なう。§2 では、数値計算についての簡単な説明などを行なう。§3 では、一様剪断乱流中に現れる渦構造の紹介と渦度ベクトルの統計的性質について、§4 では、渦度ベクトルと渦構造のずれに注目しながら縦渦のダイナミクスについての考察を行なう。

2. 数値シミュレーション

2.1 基礎方程式

ここでは、図 1 にあるように、平均速度場 U は x_1 - 方向を向き、 x_2 - 方向に勾配があるとする。平均流の渦度 Ω は空間的に一様である。

$$U = (Sx_2, 0, 0), \quad \Omega = (0, 0, -S) \quad (1a, b)$$

ここで、 S は剪断の強さを表す量である。 x_1, x_2, x_3 軸の方向をそれぞれ、流れ方向、垂直方向、スパン方向と呼ぶことにする。このとき、速度ゆらぎ \mathbf{u} に対するナヴィエ-ストークス方程式と連続の式は、

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + Sx_2 \frac{\partial u_i}{\partial x_1} + Su_2 \delta_{i1} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 u_i, \quad \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (2a, b)$$

と書ける。ここで、 p は圧力、 ν は流体の動粘性率である。ただし、流体の密度を 1 とした。式 (2) より、渦度ゆらぎ ($\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$) に対して次のような方程式が得られる。

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} = - \left\{ Sx_2 \frac{\partial \omega_i}{\partial x_1} + u_k \frac{\partial \omega_i}{\partial x_k} \right\} + \left\{ S\omega_2 \delta_{i1} - S \frac{\partial u_i}{\partial x_3} + \omega_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right\} + \nu \nabla^2 \omega_i \quad (3)$$

ここで、式 (3) 右辺の最初の中括弧の中の 2 項は、それぞれ、主流と速度ゆらぎによる移流を表す。2 番めの中括弧の中の 3 つの項は、主流による渦線の引き伸ばし、ゆらぎの場による主流渦度の変換、ゆらぎの場による渦度ゆらぎの変換を表す。最後の項は粘性項である。

2.2 計算スキームと初期条件

ここで用いた計算スキームは、Rogallo⁽¹⁾ のコードとほぼ同じである。方程式 (2) の直接数値シミュレーションを空間微分にはスペクトル法 (128^3 モード)、時間積分にはルンゲ-クッタ-ジル法を用いて行なう。計算領域の大きさは $4\pi \times 2\pi \times 2\pi$ であり、 x_1 方向の格子間隔を他の 2 方向の 2 倍とした。初期条件としては、速度のフーリエ係数の振幅をエネルギースペクトルが $E(k) = ck^4 \exp[-2k^2/k_0^2]$ ($c, k_0 > 0$ は定数) となるように等方的に与える。また、フーリエ係数の位相はランダムに与える。

レイノルズ数と剪断率パラメターを、速度ゆらぎの rms u' 、渦度ゆらぎの rms ω' およびエネルギー散逸率 ϵ を用いて、それぞれ、以下のように定義する。

$$R_\lambda = \frac{u'^2/\epsilon}{1/\omega'}, \quad S^* = \frac{u'^2/\epsilon}{1/S}$$

ここでレイノルズ数は、渦回転時間 u'^2/ϵ とコルモゴロフ時間の比の意味をもっている。一方、剪断率パラメターは、渦回転時間と剪断の時間スケールとの比であると解釈できる。これは、実効的な剪断の強さを表す量として、Lee *et al.*⁽³⁾ によって導入された。ここでは、 $R_\lambda(0) = 16$, $S^*(0) = 16$ の計算結果を報告する。^(4,5) このとき、 $\omega' = S$ 、つまり、渦度場のゆらぎと主流の強さが同じであるので、剪断による線形の効果と非線形効果が同程度であると考えられる。

3. 渦構造と渦度ベクトル

3.1 一様剪断乱流中の渦構造

一様剪断乱流中には、主に、3つの渦構造（縦渦、渦層、横渦）が存在する。なお、ここで渦構造とは「渦度が大きな領域の構造」を意味するものとする。

初めに、渦構造の時間発展を等渦度面を用いて視覚化してみよう。図2は、時刻 $St = 0.4, 2, 8, 14$ の等渦度面を一辺が長さ $2\pi \times \frac{80}{128}$ の立方体内に描いたものである。図2 (e),(f) は、それぞれ、(c),(d) を x_2 方向から見ている。初期の渦度場は等方的であり、比較的渦度の大きな領域が丸いかたまりとして見える（図略）。時刻 0.4（図2 (a)）では、これらのかたまりは流れの方向から45度傾いた方向へ引き伸ばされつつある。図2 (b) ($St = 2$) には、渦度の大きい領域として、多くの管状の構造が見られる。これらが縦渦である。縦渦は時間の経過とともに流れの方向へと傾いていく。一方、図2 (c)、2 (e) からわかるように時刻8での渦構造は層状である。これらの渦層は、流れ方向に非常に長くスパン方向の幅もかなり広い。また、渦層内での渦度ベクトルはスパン方向の負の方向を向いている。さらに時間がたつとこれらの渦構造は崩壊し渦度場はより複雑になる（図2 (e)）。図2 (f) には、スパン方向を向いた渦管（横渦）も見られる。

図3は渦度の各成分の大きさ $\langle \omega_i^2 \rangle, i = (1, 2, 3)$ の時間発展を示したものである。この計算では、エントロフィー ω'^2 は時間とともにほぼ指数関数的に増加している。しかし、各成分の振舞いはかなり複雑になっている。初期 ($0 \leq St \leq 2$) には、流れ方向の成分 $\langle \omega_1^2 \rangle$ が急速に成長する。これは、縦渦の発生、発達と対応している。この期間には $\langle \omega_2^2 \rangle$ もある程度増大するが、スパン方向成分 $\langle \omega_3^2 \rangle$ は主流による直接の引き伸ばしを受けないのでほとんど変化しない。期間 ($2 \leq St \leq 5$) での流れ方向成分の増大は緩慢である。これは、流れ方向成分の生成と粘性による散逸とがほぼつりあっていることを意味するものと思われる。一方、スパン方向成分は $St = 2$ 以降急速に発達する。これは渦層の発達と対応している。後半には、スパン方向成分の増加にひきずられるように流れ方向成分も再び急速に増加し、最終的にはスパン方向成分より大きくなる。渦度成分の中で最大の成分は、初めのうち ($0 \leq St \leq 6$) は流れ方向成分であるが、中頃 ($6 \leq St \leq 12$) ではスパン方向成分である。これらの期間では、それぞれ、縦渦、渦層が支配的な渦構造である。さらに後半では、支配的な渦構造は再び縦渦となる。この期間には横渦も多く観測される。

我々は、上で述べた3つの基本的な渦構造と一様剪断流の4者間の相互作用を調べた。その結果、次のような渦構造の発生、発達、崩壊のシナリオを観測した。⁽⁵⁾

(i) 一様剪断流がランダムに分布している初期の渦度場を引き伸ばして縦渦が生成する。縦渦は、発達しながら流れ方向に傾いてゆく。縦渦内部の渦度ベクトルの傾きは、渦構造そのものの傾きより小さい。

(ii) 縦渦はそのまわりに回転運動を引き起こす。それが渦線をスパン方向に最も効率良く引き伸ばし渦層を作る。一方、渦層はしばしば縦渦に巻き込まれる。

(iii) 渦層はケルヴィン-ヘルムホルツの不安定によって巻き上がり横渦になる。こうしてできた横渦は剪断流によって引き伸ばされ、ヘアピン渦や縦渦になる。

(iv) これらすべての構造は、最終的には、何らかの不安定によって弱いランダムな渦度場へと崩壊していく。

ここでは、(i) の初期の縦渦の発生と発達について、特に、渦ベクトルと渦構造の傾きのずれに注目しながら考察を行なう。

3.2 渦度ベクトルの方向分布

渦度ベクトルの統計的性質をもう少し詳しく調べるために、ここでは、図4のように2つの角度、垂直方向角 α と 水平方向角 β を導入する。

$$\begin{cases} \omega_1 = \omega \cos\alpha \sin\beta, \\ \omega_2 = \omega \sin\alpha, \\ \omega_3 = -\omega \cos\alpha \cos\beta. \end{cases} \quad (4)$$

ここで、 $\omega = |\omega|$ であり、原点 $(\alpha, \beta) = (0^\circ, 0^\circ)$ は、主流渦度の方向に相当する。

$P(t, \omega)$ を時刻 t における渦度ベクトルの ω -空間での存在確率とする ($\int P d\omega = 1$)。このとき、 ω^n の重みをつけた渦度ベクトルの方向分布を、規格化のための定数を c とし、

$$f_n(t, \alpha, \beta) \equiv c \int_0^\infty \omega^n P(t, \omega) \omega^2 d\omega \quad (5)$$

のように定義することができる。⁽²⁾

図5は、渦度ベクトルの方向角の重みなし確率密度関数(式(5)で $n = 0$ とおいたもの)の $St = 0.4, 2, 8, 14$ での様子を示したものである。図5の左側は渦度のゆらぎ、右側は絶対渦度に関する確率密度関数である。ここで、絶対渦度は $\omega^T = \Omega + \omega = (\omega_1, \omega_2, \omega_3 - S)$ である。流れの対称性から分布は原点について対称である。渦度ベクトルが等方的に分布している時に1の値をとるように規格化し、1, 1.5, 2.5, 3.5, ... の等高線を引いた。まず、ゆらぎに対する分布を考察する。初期 ($St = 0.4$) に、 $(\alpha_{\text{peak}}, \beta_{\text{peak}}) = \pm(45^\circ, 90^\circ)$ に2つのピークが現れる。これらの方向は (x_1, x_2) 平面内にあって、流れの方向から $45^\circ, 225^\circ$ の方向、つまり、剪断による引き伸ばしが最大の方角である。⁽²⁾

縦渦の発達に対応して、時間がたつにつれてピークは鋭くなる。また、左側上段の図に矢印で示したように、 $|\alpha_{\text{peak}}|$ は減少し、 $|\beta_{\text{peak}}|$ は増加する。 $|\alpha_{\text{peak}}|$ の減少は、渦度ベクトルが流れの方向に傾いていくことに相当し、 $|\beta_{\text{peak}}|$ の増加は、渦度ベクトルがスパンの正の方角、つまり、主流の渦度の方向と逆の方角に回転していくことを意味する。最終的に、これらのピークは $(\alpha_{\text{peak}}, \beta_{\text{peak}}) = \pm(20^\circ, 130^\circ)$ あたりで落ち着く。後半には絶対渦度の分布にも縦渦に対応する2つのピークが現れる。これらのピークでは $(\alpha_{\text{peak}}^T, \beta_{\text{peak}}^T) \approx \pm(25^\circ, 90^\circ)$ である。つまり、渦度ベクトルは (x_1, x_2) 平面内にあって、主流の渦度の方向に垂直である。Rogers と Moin⁽²⁾ は β_{peak} をヘアピン渦の足の部分のスパン方向への傾きとみなした。

ゆらぎの分布を見ると、時刻 8 に原点付近にもう一つのピークが現れ、時刻 14 には消えることがわかる。これは、渦層に対応している。このピークは α 方向には長いが β 方向の幅は狭い。これは、渦層内で渦度の第 2 成分は比較的大きく、第 1 成分は相対的に小さいことを表す。渦層はスパン方向に波打った形をしており、その内部での渦度は縦渦と垂直である。

3.3 斜めの構造

一様剪断流によって空間構造は変形され (式 (3) 右辺第 1 項)、流れの方向に傾いていく。渦の空間構造は渦度の空間相関によって表現できる。相関が最長となる方向は (x_1, x_2) 平面内にあって、初期には流れの方向から 45° の方向である。これらは時間の経過とともに流れ方向へ傾いていく。

渦構造の傾きを定量的に評価するため、渦度の相関が最大の方角の角度を導入する。 $(\omega_1^2 + \omega_2^2)^{1/2}, \omega_3, |\omega|$ の強い相関の方角をそれぞれ $\theta_{1,2}, \theta_3, \theta_{|\omega|}$ と書くことにする。それらの時間発展を図 6 (a) に黒印で記す。 45° から始まり単調に減少して $10^\circ \sim 20^\circ$ に落ち着く。これらの値は Rogers と Moin⁽²⁾ によって得られた 22° に近い。初期には $(\omega_1^2 + \omega_2^2)^{1/2}$ が大きく、後半では ω_3 が大きいので、 $\theta_{|\omega|}$ は初期には $\theta_{1,2}$ に近く、後半には θ_3 に近い。なお、これらの値には 2 度前後の誤差がある。

次に、渦度ベクトルの方向について考える。ここでは、2 つの統計量を調べる。1 つは渦度の 2 次モーメント $\langle \omega_i \omega_j \rangle (i, j = 1, 2)$ の主軸の傾斜角

$$\theta_{\omega\omega} = \frac{1}{2} \arctan[2 \langle \omega_i \omega_j \rangle / \langle \omega_1^2 \rangle - \langle \omega_2^2 \rangle]$$

であり、もう 1 つは、縦渦を (x_1, x_2) 平面に射影したときの角度

$$\theta_{\text{peak}} = \arctan(\operatorname{cosec} \beta_{\text{peak}} \tan \alpha_{\text{peak}})$$

である。これらの時間発展を図 6 (a) に白印で記す。なお、 θ_{peak} には 2 - 3 度の誤差がある。明らかに、これら渦度ベクトルの傾斜角の方が黒印で表される渦構造の傾斜角よりも大きい。特に、 $\theta_{\omega\omega}$ が約 40° と大きいのは、 ω_2 に対しては渦構造からのずれだけでなく波打った渦層からも寄与があるからである (図 5 参照)。同様の振舞いが Rogers と Moin⁽²⁾ によって観測されている。重みつき方向分布 (式 (5) で $n = 2$ とおいたもの) のピークの方角から求まる傾斜角 θ_{peak} は図に見られるように $n = 0$ のものに比べ小さい値、つまり、構造の角度に近い値をとる。これは、渦度ベクトルが縦渦が引き伸ばしによって強まるにつれて、構造の方向を向く傾向にあるためと考えられる。このような現象は実際に境界層乱流で観測されている。⁽⁶⁾

比較のため rapid distortion の場における傾斜角の時間発展を図 6 (b) に示す。 θ_{peak} は n の値にほとんどよらないので、ここでは、 $n = 0$ の場合のみを示す。渦構造の傾斜角は

時間とともに単調に減少するが、渦度ベクトルの傾斜角は 初期 ($St < 2$) を除き増大する。実線は $St = 0$ に 45° 傾いた非常に細長い構造が以後主流によってパッシブに流されたとしたときの傾斜角の時間発展である。これらの結果より主流による線形の効果のみによって、構造は流れ方向に傾き、渦度ベクトルは逆方向にずれることがわかる。

4. 縦渦のダイナミクス

前に述べたように、縦渦は主流によって流れの方向から 45° と 225° の方向に引き伸ばされて発生し、時間の経過とともに流れの方向に傾いていく、つまり、縦渦での渦度のゆらぎの垂直方向角 α_{peak} は 0° へと近づく。一方、水平方向角 β_{peak} は $\pm 180^\circ$ つまり、主流渦度と逆の方向へ移動する。また、絶対渦度に対する方向角 β_{peak}^T は $\pm 90^\circ$ で落ち着く。ここでは、渦度ベクトルがこのような振舞いをするメカニズムについて考察する。ここで、図 7 に示されるように構造に沿った新しい座標系を導入する。以後、 x_s 、 x_n 軸を、それぞれ、構造方向、ノーマル方向と呼ぶ。

4.1 渦度ベクトルの流れ方向への傾斜

α_{peak} の減少は式 (3) を見れば容易に理解できる。式 (3) を

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} = -Sx_2 \frac{\partial \omega_i}{\partial x_1} + S\omega_2 \delta_{i1} - S \frac{\partial u_i}{\partial x_3} + [\text{ゆらぎに関する非線形項}] + [\text{粘性項}] \quad (6)$$

と書き換える。右辺第 2 項は主流による渦度の垂直方向成分から流れ方向成分への変換を表す。その時間変化の割合は垂直方向成分に比例する。この項のために等方的な渦度場に対して、 45° 、 225° の方向を向いた渦度ベクトルが最も効果的に引き伸ばされる。一方、上式右辺第 1 項によって構造は傾く。図 8 に示されるように、もしも、ある時刻に渦度ベクトルが構造に沿ってのびていれば、その後も構造に沿ったまま傾き続ける。つまり、上式右辺で最初の 2 項のみを残した式では、渦度のゆらぎは流体に凍結しており、この場合には、渦構造と渦度ベクトルの方向は一致する。しかし、このようなことが成り立つのは、線形、非粘性の近似が成り立つような場合でも、さらに場が x_3 (スパン) 方向に一様という特殊な場合に限られることに注意が必要である。

4.2 渦構造と渦度ベクトルのずれ

上のプロセスによって、初期の渦度のやや強い領域は渦管へと発達する。渦管はそのまわりに強い旋回流を誘導する。そこで、式 (6) のもう 1 つの線形項 (右辺第 3 項) がダイナミクスに効くようになる。この項は主流渦度 ($-S\delta_{i3}$) の $\partial u / \partial x_3$ 方向への変換を表す。図 9 は (a) $\omega_1 > 0$, (b) $\omega_1 < 0$ の縦渦に対する式 (6) 右辺第 3 項の役割を示すためのものである。図では、渦管の誘導する速度場を曲がった矢印で表している。このとき右辺第

3項は、中空の矢印の方向を向き、渦度ベクトルを破線の矢印で示される方向に回転する。その結果、 ω_1 の符号によらず、渦度ベクトルが倒れていく速度は構造のそれに比べ小さくなる。つまり、構造とベクトルの方向にずれが生じる。

このずれの様子は rapid distortion の場においてははっきりと見ることができる (図6 (b) 参照)。図10 (a)に $St = 4$ の渦度場を渦度の大きい領域 (縦渦) に陰影をつけ、渦度ベクトルを渦線で (x_1, x_2) 平面に表示している。明らかに、渦度ベクトルの傾き ($40^\circ \sim 42^\circ$) は渦構造の傾き ($14^\circ \sim 15^\circ$) に比べ大きい。なお、渦度は連続的に分布しているので、渦線が構造から染み出ていることと渦度のソレノイダル条件とは矛盾しない。

流れ方向から 15° 傾いた構造方向に垂直な平面 (x_3, x_n) 内での渦度の分布を示したものが図10 (b)である。これは、図10 (a)の断面である。構造方向成分 ω_s を濃淡で、それと垂直な成分を矢印で示す。ここで、白は時計まわり、黒は反時計まわりの回転を表す。渦の内部でノーマル方向の成分 ω_n は構造方向成分 ω_s と同符号であることがわかる。この振舞いは一般的であって、場のあちらこちらで観測される。

4.3 渦度ベクトルのスパン方向への向きの変換

次に、水平方向角 β_{peak} の時間変化について考える。式(3)のスパン方向成分は、

$$\frac{D\omega_3}{Dt} = \omega_s \frac{\partial u_3}{\partial x_s} + \omega_n \frac{\partial u_3}{\partial x_n} + (\omega_3 - S) \frac{\partial u_3}{\partial x_3} + \nu \nabla^2 \omega_3 \quad (7)$$

と表される。ここで、右辺の最初の2項は、それぞれ、速度ゆらぎによる ω_s と ω_n のスパン方向への変換を、第3項はスパン方向の引き伸ばしを表す。図11に (a) $\omega_s > 0$, (b) $\omega_s < 0$ の縦渦を示す。実際には渦度は連続的に分布していることに注意が必要である。まっすぐな矢印は渦管内部での渦度ベクトルを表す。渦度ベクトルは構造に比べ流れ方向への傾き方が小さい。曲がった矢印は渦管のまわりでの速度場の回転の方向を示す。これらの図から明らかのように、 $\omega_n \partial u_3 / \partial x_n$ はどちらの場合も正である。これが渦度ベクトルがスパンの正の方向にその向きを変換する理由である。これは非線形の現象である。同様に考えると、もし、渦が十分に強い場合には渦度ベクトルは渦管の軸のまわりを回転し、その方向は渦管の軸の方向の近くに留まるものと考えられる。なお、式(7)の各項からの寄与を調べると、実際に右辺第2項からの寄与が大きい。

図12は $St = 3$ の rapid distortion の場を初期条件として、full nonlinear の計算を行なって求めた $St = 4$ の場で、図10 (b)と同じ量が示してある。(a)はゆらぎの場、(b)は絶対渦度の場である。渦度ベクトルが x_3 の正の方向にその向きを変換しているのがはっきりとわかる。また、中央部に渦線の集中した領域 (渦層) が存在する。絶対渦度で見ると渦線はヘアピン状である。しかし、渦度の大きい領域は2本の縦渦と渦層であって、ヘアピン渦とはそのダイナミクスが異なることに注意が必要である。

5. まとめ

縦渦は主流によって流れの方向から 45° と 225° の方向に引き伸ばされて発生し、時間の経過とともに流れの方向に傾いていく。渦度ベクトルと渦構造の方向のずれが線形の効果によって生じる。このずれによって渦度ベクトルはスパンの正の方向、つまり、主流渦度と逆の方向へその向きを変える。また、絶対渦度に対する方向角は $\beta_{\text{peak}}^T \approx \pm 90^\circ$ である。縦渦のスパン方向の傾きは小さいので、これは、渦度ベクトルの方向がほぼ渦管の方向を向いていることを表している。

これらの現象は発生した直後の縦渦がスパン方向を向いた渦線を巻き込んで成長する過程を表している（主流渦度の巻き込み）。絶対渦線はスパン方向の正の無限遠方から負の無限遠方へと延びているのに対し、そのゆらぎのつくる構造は主流によって流れの方向に引き伸ばされる。渦線は単に流れ方向に引き伸ばされるだけではなく、構造（縦渦）自身の誘導する速度場によって変形される。

縦渦の発達の様子は、縦渦のスパン方向の傾きによって大きく異なるようである。渦管の中心部での渦度ベクトルが主流渦度と同じ方向を向いている場合は、逆の場合に比べ、強い渦管が生成される。実際、縦渦は流れの方向から主流渦度の方向に 10 度ほど傾いている。また、主流の渦度を打ち消すように回転を加えると、細長くより発達した縦渦が生成される。これらのメカニズムの研究が今後の課題である。

参考文献

- ¹ R.S. Rogallo, "Numerical experiments in homogeneous turbulence", NASA Tech. Memo. 81315 (1981).
- ² M.M. Rogers and P. Moin, "The structure of the vorticity field in homogeneous turbulence flows", J. Fluid Mech. **176** (1987) 33.
- ³ M.J. Lee, J. Kim, and P. Moin, "Structure of turbulence at high shear rate", J. Fluid Mech. **216** (1990) 561.
- ⁴ S. Kida and M. Tanaka, "Reynolds stress and vortical structure in a uniformly sheared turbulence", J. Phys. Soc. Jpn. **61** (1992) 4400.
- ⁵ S. Kida and M. Tanaka, "Dynamics of vortical structures in a homogeneous shear flow", J. Fluid Mech. (in print) (1994).
- ⁶ P.S. Bernard, J.M. Thomas and R.A. Handler, "Vortex dynamics and the production of Reynolds stress," J. Fluid Mech. **253** (1993) 385.

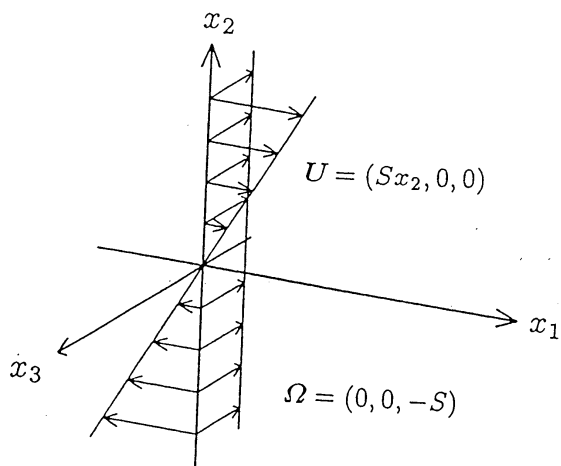


図 1 : 一様剪断流。

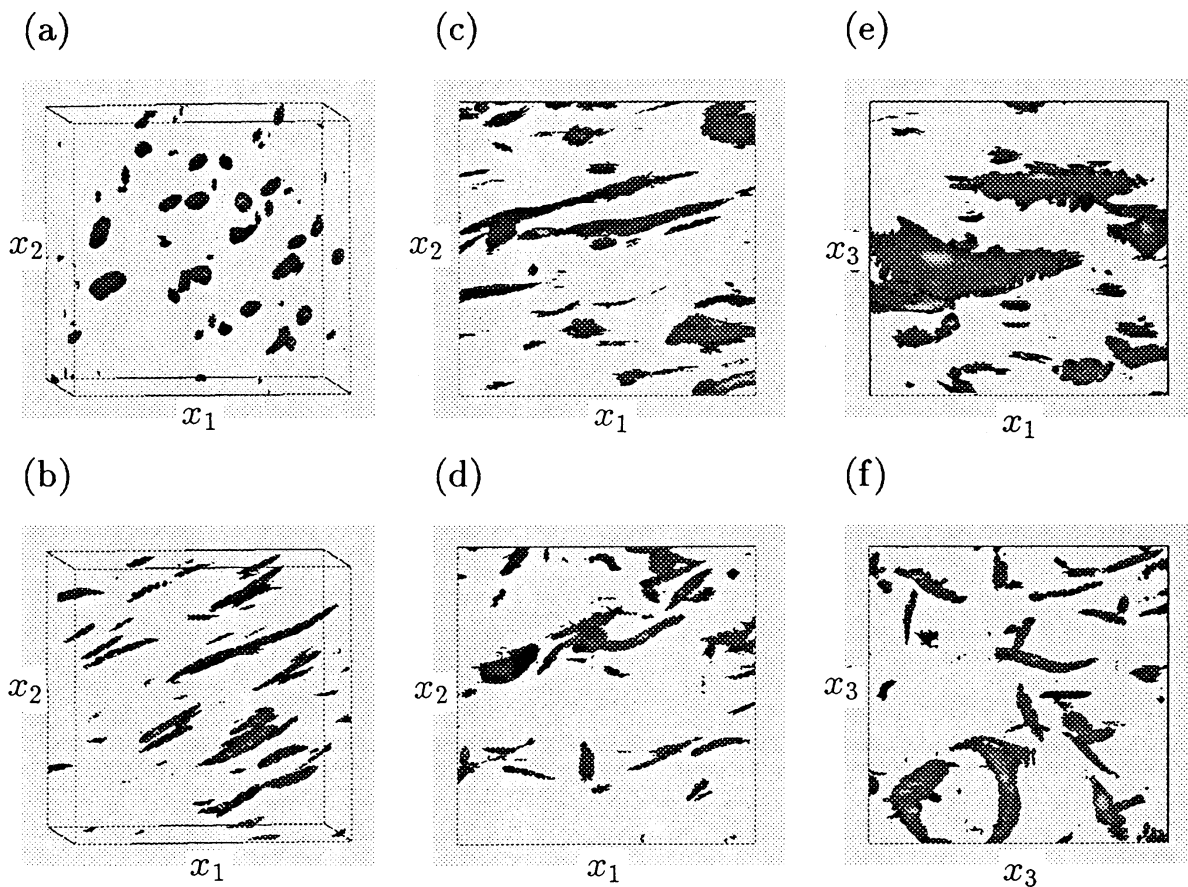


図 2 : 等渦度面 80^3 ボックス。(a) $St = 0.4$, $0 \leq x_1/\Delta x_1 \leq 40$, $0 \leq x_2/\Delta x_2 \leq 80$, $0 \leq x_3/\Delta x_3 \leq 80$, $|\omega| = 2.2S = 2.2\omega'$, (b) $St = 2$, $20 \leq x_1/\Delta x_1 \leq 60$, $0 \leq x_2/\Delta x_2 \leq 80$, $0 \leq x_3/\Delta x_3 \leq 80$, $|\omega| = 3.2S = 2.5\omega'$, (c) $St = 8$, $65 \leq x_1/\Delta x_1 \leq 105$, $40 \leq x_2/\Delta x_2 \leq 120$, $30 \leq x_3/\Delta x_3 \leq 110$, $|\omega| = 4.5S = 2.4\omega'$, (d) $St = 14$, $45 \leq x_1/\Delta x_1 \leq 85$, $47 \leq x_2/\Delta x_2 \leq 127$, $47 \leq x_3/\Delta x_3 \leq 127$, $|\omega| = 8.9S = 3.0\omega'$, (e), (f) は、それぞれ、(c), (d) を x_2 方向から見たもの。

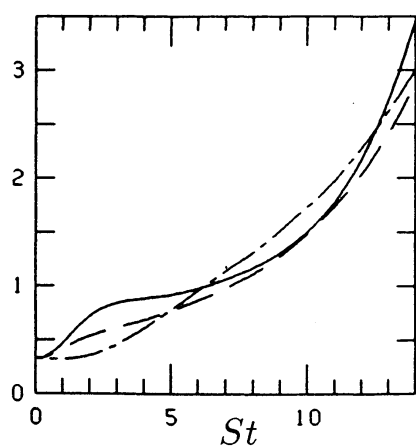


図3：渦度の時間発展。実線： $\langle \omega_1^2 \rangle$ ，破線： $\langle \omega_2^2 \rangle$ ，一点鎖線： $\langle \omega_3^2 \rangle$ 。

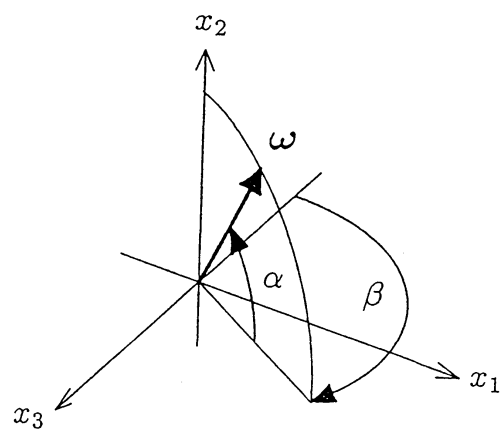


図4：垂直方向角 α と水平方向角 β

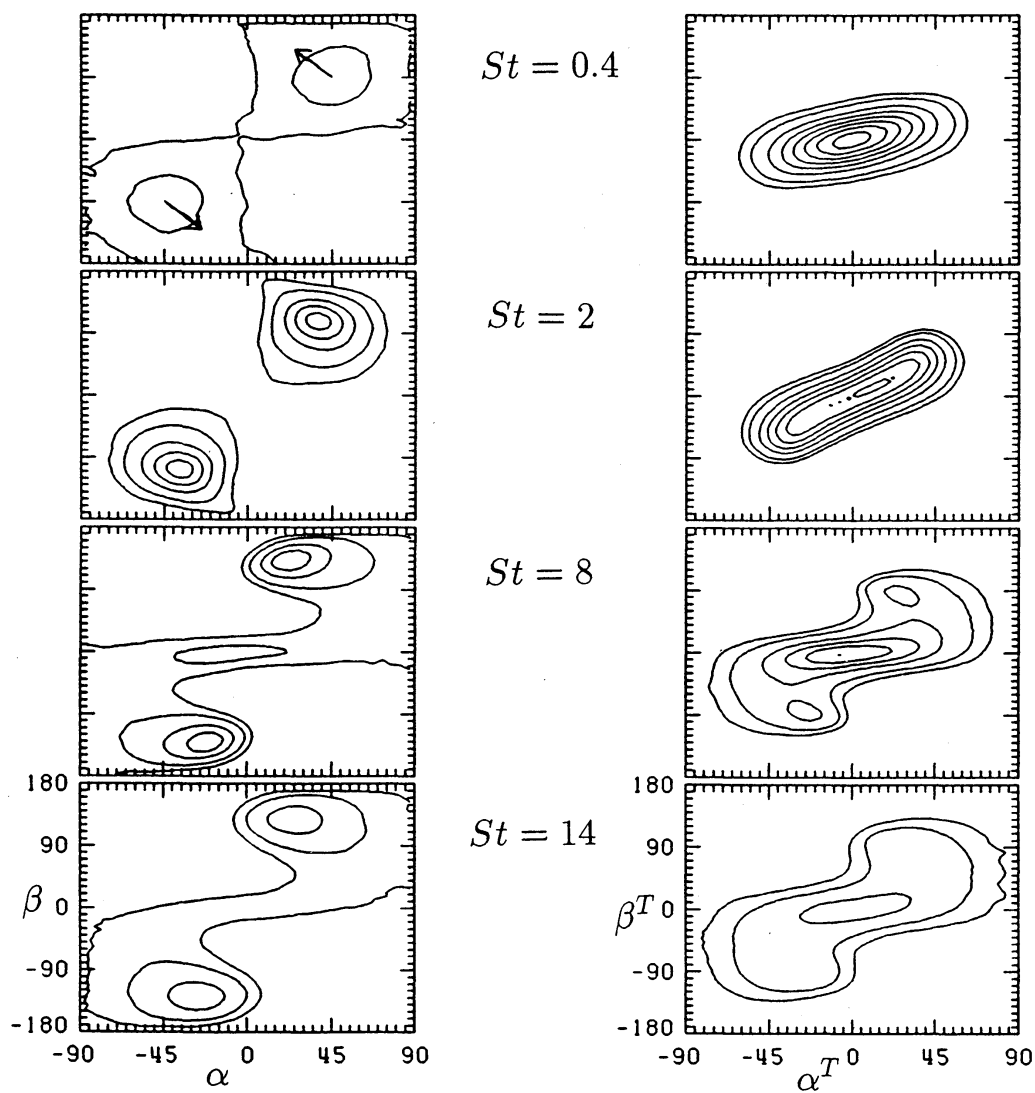


図5：渦度ベクトルの方向分布。左：渦度ゆらぎ、右：絶対渦度。

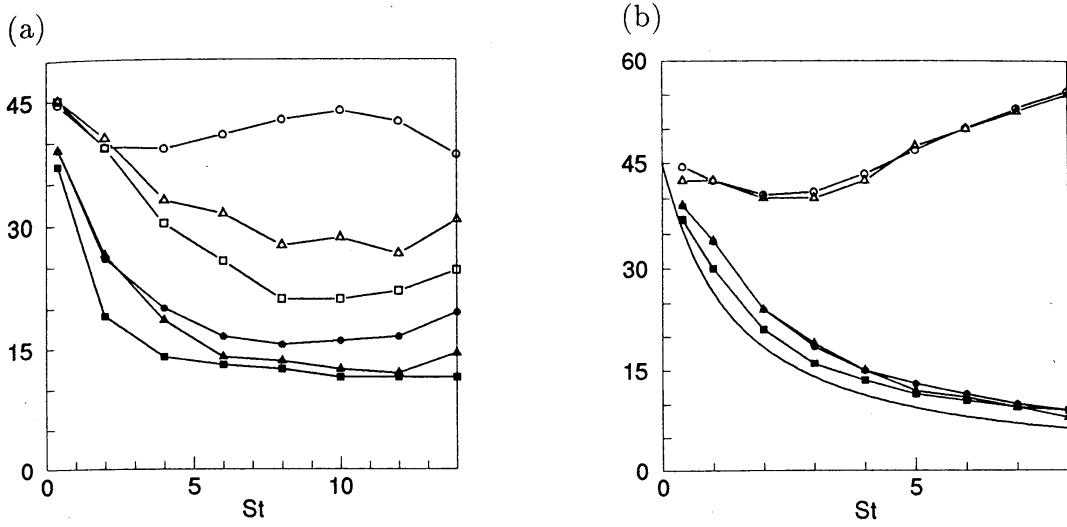


図6：渦構造と渦度ベクトルの傾斜角の時間発展。 $\circ, \theta_{\omega\omega}$; $\triangle, \theta_{\text{peak}}(n=0)$; $\square, \theta_{\text{peak}}(n=2)$; $\bullet, \theta_{1,2}$; $\blacktriangle, \theta_{|\omega|}$; \blacksquare, θ_3 。(a) 非線形の計算。(b) Rapid distortion による計算。

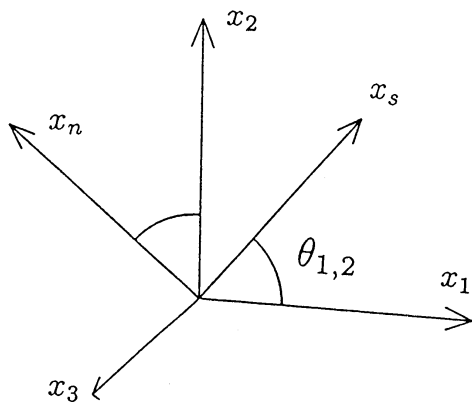


図7：構造に付随した座標系。

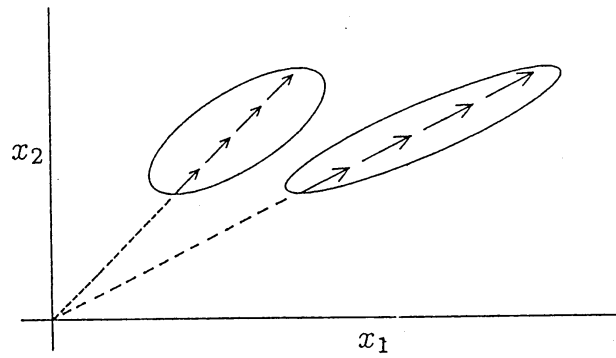


図8：構造と渦度ベクトルは同じ速さで傾いていく。

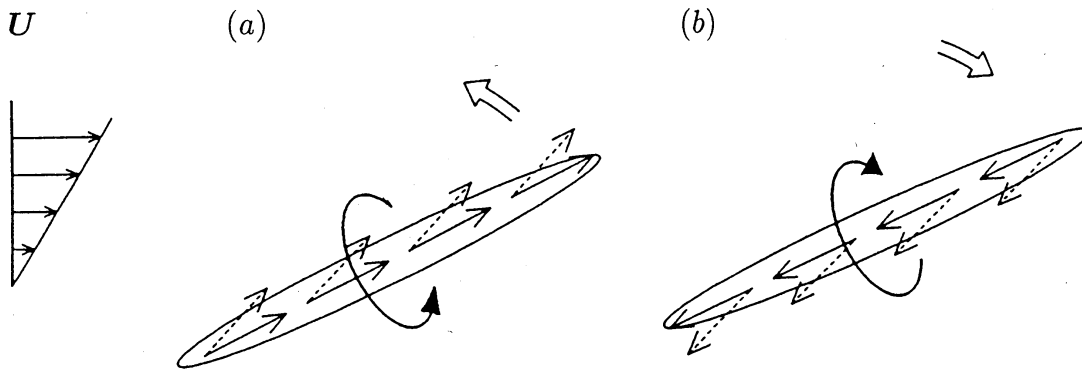


図9：渦管とその内部での渦度ベクトルの方向のずれ。(a) $\omega_1 > 0$ (b) $\omega_1 < 0$ の渦管。丸い矢印は速度場、中空の矢印は主流渦度からの渦度の変換を表す。

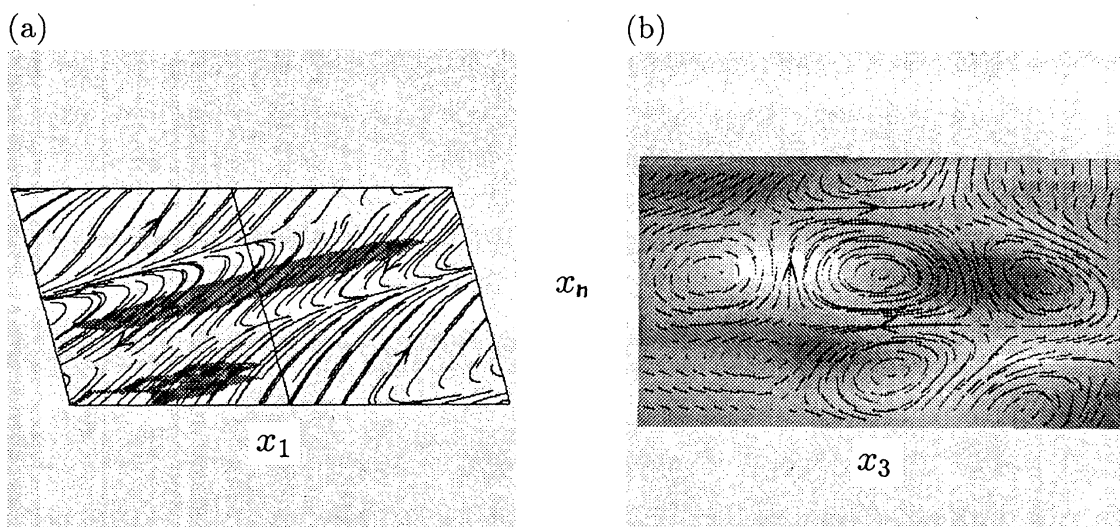


図 10 : Rapid distortion の $St = 4$ の場。(a) 高渦度領域に陰影をつけ、渦度ベクトルを渦線と矢印で表す。(b) (a) の断面。 ω_s を濃淡で、垂直な渦度の成分を渦線と矢印で表す。

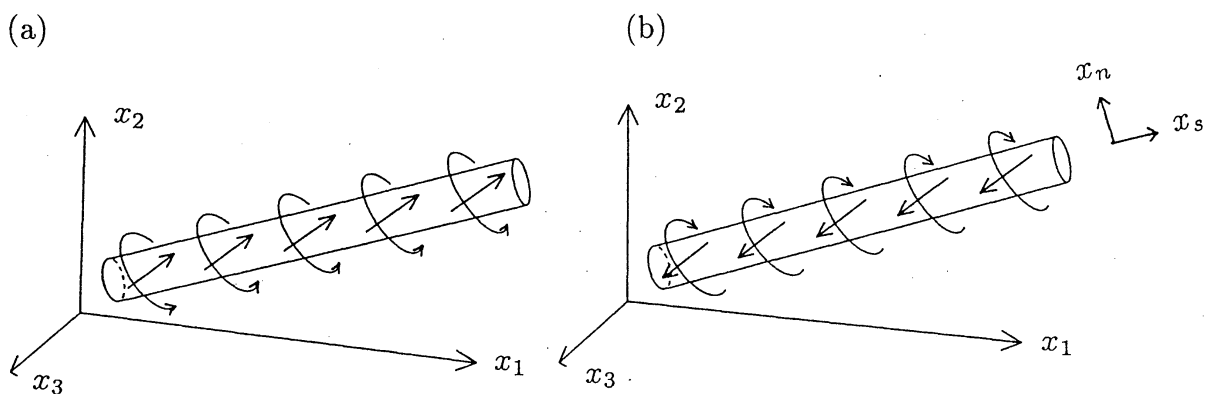


図 11 : 縦渦内の渦度ベクトルの $+x_3$ 軸方向への回転。(a) $\omega_s > 0$, (b) $\omega_s < 0$ の縦渦。

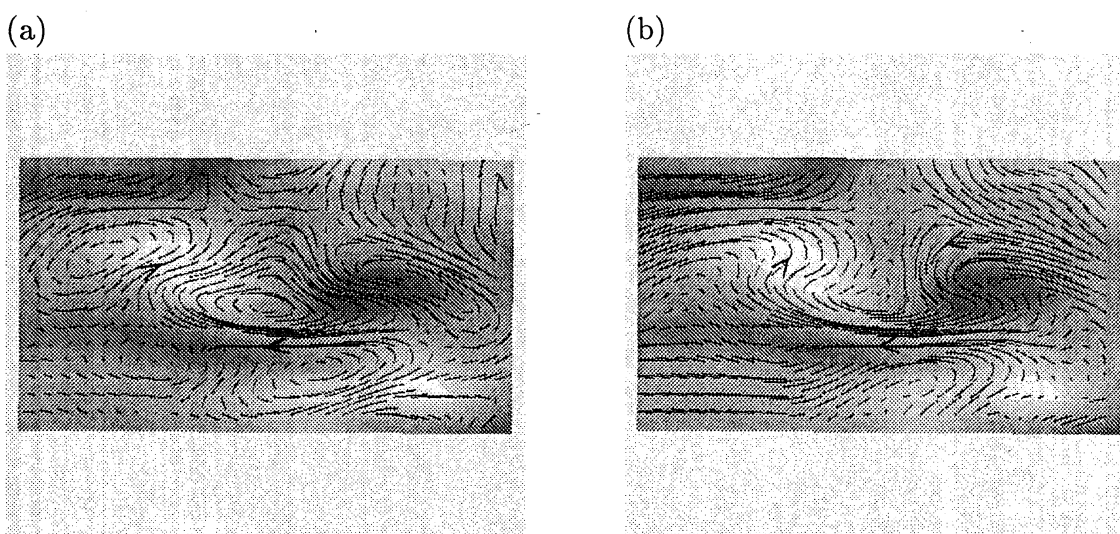


図 12 : 図 10 (b) と同じ。ただし、 $St = 3$ から full の計算を行なった。(a) 渦度のゆらぎ、(b) 絶対渦度。白は時計回り、黒は反時計回りに回転している。